

Wärmeübergang an ein gekühltes Rohr im Lichtbogenplasma

Springe, Wolfgang

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 12, 1960,
S.135-157



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Wärmeübergang an ein gekühltes Rohr im Lichtbogenplasma

Von Wolfgang Springe

Vorgelegt von F. Bošnjaković

Eingereicht am 19. 5. 1960

Summary: In order to solve problems in plasma heat-transfer water-cooled tubes acting as calorimeters were introduced into water-stabilized as well as nonstabilized electric arcs. Maximum plasma temperatures were spectroscopically measured to be 13000 °K. Heat-flux-densities proved to be $1 \cdot 10^6$ — $100 \cdot 10^6$ W/m² on the surface of the water-cooled tube.

At heat-flux-densities exceeding $25 \cdot 10^6$ W/m² the existence of conventional temperature-boundary-layers is open to question because of the boundary-layer thickness decreasing to free path dimensions, as checked by a brief calculation.

We therefore propose to refer heat-transfer to enthalpy differences and to explain it with mass transfer phenomena.

Übersicht: Zur Klärung der Wärmeübergangsprobleme von Plasmen an gekühlte, feste Wandungen wurden an wassergekühlten Rohren, die sich in Lichtbogenentladungen befanden, kalorimetrische Messungen im Beharrungszustand durchgeführt. Als Lichtbögen wurden sowohl freibrennende als auch wasserstabilisierte Kohlestrombögen benutzt. Die spektroskopisch gemessenen Plasmatemperaturen erreichten Werte bis 13 000 °K; die an die Oberfläche des Kalorimeterrohres übergehenden Wärmestromdichten lagen zwischen $1 \cdot 10^6$ und $100 \cdot 10^6$ W/m².

Wie eine Übersichtsrechnung zeigt, wird bei Wärmestromdichten über $25 \cdot 10^6$ W/m² die Existenz einer klassischen Temperaturgrenzschicht fragwürdig, da die Grenzschichtdicke in die Größenordnung der freien Weglänge kommt.

Es wird vorgeschlagen, den Wärmeübergang auf Enthalpiedifferenzen zu beziehen und mit einem Stoffaustauschvorgang zu erklären.

1. Einführung

In den letzten Jahren hat man sich in zunehmendem Maße mit den Fragen des Wärmeüberganges von sehr heißen Gasen im dissoziierten und ionisierten Zustand an gekühlte feste Körper beschäftigt. Eine besondere Aufmerksamkeit finden die Fragen des sogenannten „Rückführungs (re-entry)-Problems“ von Satelliten und Raketen. Es sind außerdem von technischem Interesse die Wärmeübergangsprobleme in den nuklearen Energiemaschinen, in den elektrischen Starkstromschaltern sowie in der Werkstoffkunde beim Schweißen und Härten von Metallen. Gewisse Entwicklungsrichtungen der Chemie benutzen heute den elektrischen Lichtbogen zum Zerlegen und zur Synthese von Molekülverbindungen. Auch die klassische Energietechnik ist stets bemüht gewesen, den Carnotschen Wirkungsgrad ihrer Prozesse durch Steigerung der oberen Reservoirtemperaturen zu verbessern, da diese praktisch nur durch die Wärmebeständigkeit der Behälterwandungen gegeben ist. Ein hierfür sehr akutes Beispiel sind die Bemühungen, die Temperaturen in den Brennkammern von Raketen und damit die Ausströmgeschwindigkeiten der Gase zu steigern.

Ein Gas, das so hoch erhitzt ist, daß ein Teil der Moleküle in Atome und ein Teil von diesen in Ionen und Elektronen gespalten ist, wird ein thermisches Plasma genannt. Es unterscheidet sich durch die elektrischen Ladungsträger in seinen Stoffeigenschaften wesentlich von einem Gasgemisch neutraler Moleküle und Atome. Speziell soll in dieser Arbeit unter einem Plasma ein Gas verstanden werden, dessen Energiefreiheitsgrade sich untereinander im thermischen Gleichgewicht befinden, so daß vor allem die Elektronentemperatur gleich der Gastemperatur ist. Diese Forderung ist dadurch erfüllt worden, daß nicht unter vermindertem Druck und nicht mit sehr kurzen Zeiten gearbeitet wurde.

Die Stoffeigenschaften eines derartigen Plasmas sind nicht mehr einfache Funktionen der Temperatur, sondern von dieser in komplizierter Weise abhängig. An den Theorien zur Berechnung der Stoffeigenschaften wird zur Zeit sehr intensiv gearbeitet, aber es sind nur wenig Stoffwerte bekannt und noch weniger experimentell gemessen worden, so daß Zahlen für konkrete Fälle praktisch nicht vorliegen. Für die Fragen des Wärmeüberganges bedeutet aber der verwickelte Zusammenhang zwischen Stoffeigenschaft und Temperatur, daß man nicht ohne weiteres mit mittleren Werten rechnen darf, wie dies in den klassischen Formeln der Wärmeübergangslehre geschieht. Noch ein weiterer Punkt ist bei diesen Überlegungen zu beachten. Die Enthalpie eines Plasmas ist durch die großen Dissoziations- und Ionisationsenergien sehr viel größer als die eines nicht zerfallenden Gases. Für Wasserstoff H_2 ist z. B. die Verdampfungswärme am Siedepunkt $9,3 \cdot 10^5$ J/kmol, die Dissoziationsenergie $4,3 \cdot 10^5$ J/kmol und die Ionisationsenergie $13,1 \cdot 10^8$ J/kmol. Ein zweiatomiges ideales Gas von 20 000 °K hätte eine Enthalpie von $59 \cdot 10^7$ J/kmol, während Wasserstoff H_2 unter 1 at bei 20 000 °K eine rund achtmal so große Enthalpie besitzt. Beim Wärmeübergang an gekühlte Körper werden durch die Rekombinationen der Teilchen diese Energien frei, so daß in der Übergangsschicht vom Plasma an den gekühlten Körper Energiequellen liegen, die den Temperaturverlauf und damit die Stoffeigenschaften sehr stark beeinflussen können.

Für die laminare Grenzschicht sind derartige Verhältnisse von *E. Eckert* [1] behandelt worden. Für Überschallströmungen an Kugelkörper liegen von *J. A. Fay* und *F. R. Riddell* [2] Berechnungen vor. Experimentelle Untersuchungen in Stoßwellenrohren sind von *P. H. Rose* und *W. J. Stark* [3] gemacht worden. Nach *E. Sängner* [4] können in der Raketentechnik Wärmebelastungen von $42 \cdot 10^6$ W/m² beherrscht werden. Wärmeübergangsmessungen in Lichtbögen sind uns nur von *J. H. Bonin* und *W. P. Manos* [5] bekannt geworden. Da diese Arbeit der unserigen ähnelt, sei kurz hierauf eingegangen. Es wurden verschiedene Plasma-Jets benutzt, bei denen der Lichtbogen unter Wasser mit Stromstärken von 400 bis 9000 A brannte. Die durchbohrte Kathode ließ einen Plasmastrahl bis zu 45 cm Länge austreten. Mit einem wassergekühlten Kalorimeter konnten die Linien gleichen Wärmeflusses bestimmt werden, wobei Maximalwerte von $30 \cdot 10^6$ W/m² gemessen wurden. Geschwindigkeiten und Temperaturen des Plasmastrahles wurden nicht angegeben.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Wärmeübergangsverhältnisse eines Plasmas an eine gekühlte Fläche experimentell zu untersuchen, den oben skiz-

zierten Fragenkomplex einzuengen und einige Zahlenwerte zu schaffen. Als Plasmaerzeuger wurde der elektrische Lichtbogen benutzt, der mit einem Gleichstromgenerator (15 kW, max. 110 A) betrieben wurde. Im Laufe der Untersuchungen stellte sich heraus, daß die elektrische Energie und damit der erzeugte Plasmastrahl sehr klein waren, und dadurch Schwierigkeiten entstanden, die nicht prinzipieller Art sind.

Die Arbeit umfaßt zwei Teile. In dem ersten wird über die Wärmeübergangsmessungen in einem freibrennenden Kohlestromlichtbogen berichtet und im zweiten Teil über die Messungen in einem wasserstabilisierten Lichtbogen.

2. Der Wärmeübergang im freibrennenden Lichtbogen an zylindrische Röhre

2.1 Versuchsaufbau

2.1.1 Lichtbogen und Kalorimeter

Der für die Versuche benutzte Lichtbogen brannte zwischen vertikalen Kohleelektroden. Die 14 mm starke Anode war die obere Elektrode, die 8 mm starke Kathode die untere Elektrode. Um ein Wandern des Brennfleckes zu vermeiden, war die Kathode dünner als die obere Elektrode gehalten. Der Abstand der Elektroden betrug 16 bis 18 mm. Die Stromstärken wurden zwischen 12 und 22,5 A variiert, um für die einzelnen Versuche verschiedene Temperaturprofile in der Entladungsstrecke zu erhalten.

Die in das Plasma eingeschobenen Versuchskörper waren dünnwandige Kupferrohre von etwa 120 mm Länge bei Außendurchmessern von 0,8 bis 2,0 mm. Sie wurden horizontal in die Mitte des Bogens eingebracht. Durch die Röhre floß Wasser, welches sich infolge der übergehenden Wärmemenge erwärmte. Durch Messungen der Temperaturdifferenz zwischen dem ein- und austretenden Wasser mit Thermoelementen konnte die an das Röhrchen übertragene Wärmemenge berechnet werden. Um eine einwandfreie Temperaturmessung zu erhalten, war es notwendig, die Thermoelemente elektrisch gut gegen das Wasser zu isolieren. Weiterhin erwies es sich als zweckmäßig, das Röhrchen und den Mikrovoltanschreiber, der zur Registrierung der Thermokraft benutzt wurde, auf das elektrische Potential des Kühlwassers zu bringen.

Um den Einfluß der Elektrodenstrahlung auf das Röhrchen, die Thermoelemente und das Kühlwasser zu verkleinern, wurde so gut wie möglich die ganze Versuchsanordnung mit Aluminiumfolie geschützt. Dadurch wurde auch eine größere Temperaturkonstanz erreicht. Die Werte des Beharrungszustandes stellten sich nach etwa einer Minute ein.

2.1.2 Phänomenologisches

Nach Zündung des Bogens und Einstellung der Sollwerte — Elektrodenabstand und Stromstärke — wurde das Versuchsröhrchen in die Mitte der Entladung gebracht. Durch die so bewirkte Störung des Bogens fiel die Stromstärke ab und mußte auf den Nennwert neu eingeregelt werden. Die Brenndauer für einen Versuch lag zwischen 8 und 20 Minuten. Während dieser Zeit wurden das gesamte durchgesetzte Kühlwasser aufgefangen und der zeitliche Verlauf der Temperaturdifferenz registriert.

Es zeigte sich, daß die Entladung um das Röhrchen pendelte, so daß also das Röhrchen nicht ständig in der Zone größter Temperatur lag. Andererseits war das Pendeln regelmäßig, was an dem Temperaturschrieb beobachtet werden konnte, da beim Umschlagen des Bogens auf die andere Seite des Röhrchens Temperaturspitzenwerte angezeigt wurden. Bei jedem Durchgang der heißesten Zone stieg die Stromstärke um 0,2 bis 0,5 A an. Als maßgebliche Temperaturänderung des Kühlwassers wurden die Spitzenausschläge des Schreibers durch eine Kurve verbunden und diese planimetrisch gemittelt. Die dieser Temperaturdifferenz zugeordnete Stromstärke ergab sich durch Hinzuzählen von 0,3 A zu dem abgelesenen Wert.

Nach Beendigung eines Versuches war das Röhrchen mit einem Niederschlag belegt, der in der Mitte eine braun-schwarze Färbung und im Mittel eine Breite von 15 mm für alle Stromstärken hatte. Dieser Niederschlag bestand vor allem aus kondensiertem Kohlenstoff. Daran grenzte nach beiden Seiten ein 3 bis 5 mm breiter weißlicher Niederschlag. Die Farbgrenzen braun — weiß fielen etwa mit der 3000 °K-Isotherme zusammen. Das Kondensieren des Kohlenstoffes verhinderte Messungen bei höheren Stromstärken als 22,5 A, da bereits bei 25 A der Niederschlag so stark wurde, daß der Kohlenstoff in Form von 2 bis 3 mm großen Tropfen abfiel und erhebliche Störungen in den Messungen bewirkte. Interessant war ferner, daß sich um das Röhrchen eine dunkle Gas-schicht befand, die für alle benutzten Stromstärken praktisch gleich war. Durch photographische Farbfilmaufnahmen wurde dieser Effekt festgehalten und die Dicke der Grenzschicht zu etwa 0,65 bis 0,7 mm bestimmt. Diese Erscheinung ist bereits bei Sondenmessung an Lichtbögen beobachtet worden [6].

2.2 Versuchsergebnisse

2.2.1 Kalorimetrische Messungen

Die oben beschriebene Auswertung zur Bestimmung der an das Röhrchen übergelassenen Wärmemenge ergab, daß in dem untersuchten Stromstärkebereich zwischen 12 und 22,5 A sich für jeden Röhrchendurchmesser diese Wärmemengen als lineare Funktionen der Stromstärken darstellen lassen. Es ist dabei zu beachten, daß durch eine derartige Darstellung nicht nur die Abhängigkeit der Wärmemenge von der jeweiligen Plasmatemperatur erfaßt wird, sondern auch die Größe der Übertragungsfläche. Eine Erhöhung der Stromstärke bewirkt nämlich bei einem offenen Lichtbogen eine Verbreiterung des Bogens bei gleichbleibender Achsentemperatur, mit allerdings anderer Temperaturverteilung über den Bogenquerschnitt. Die lineare Abhängigkeit der übergelassenen Wärmemengen von der Stromstärke soll hier nur als ein bequemer funktioneller Zusammenhang aufgefaßt werden ohne weiteren physikalischen Inhalt.

Es ergaben sich folgende Zahlenwertgleichungen, die durch Ausgleichung der Meßpunkte gefunden wurden (Abb. 1):

2,01 mm \varnothing -Rohr

$$Q = 45,1 + 10,13 \cdot i$$

1,50 mm \varnothing -Rohr

$$Q = 39,5 + 9,25 \cdot i$$

1,02 mm \varnothing -Rohr

$$Q = 22,3 + 7,26 \cdot i$$

0,81 mm \varnothing -Rohr

$$Q = 38,4 + 6,05 \cdot i$$

Q ist die Wärmemenge in Watt und i die Stromstärke in Ampere. Für Versuche mit dem 1-mm-Röhrchen in einer CO_2 -Atmosphäre ergab sich unter sonst gleichen Verhältnissen:

1,02 mm \varnothing -Rohr

$$Q = 26,4 + 7,59 \cdot i.$$

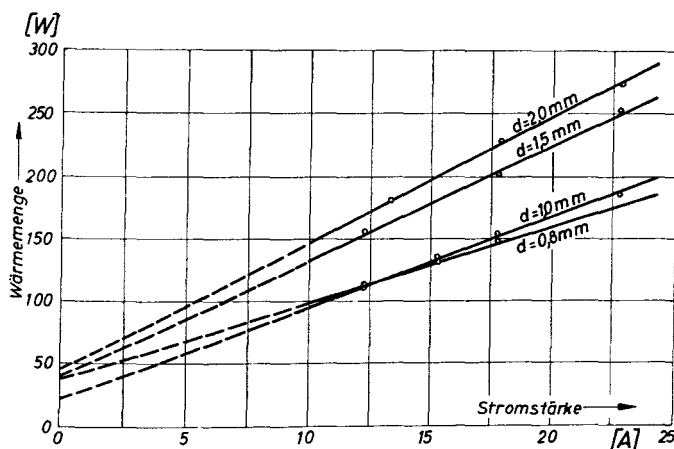


Abb. 1. Übergende Wärmemengen im offenen Lichtbogen (d = Röhrchen-Durchmesser)

Interessant ist die Bedeutung der Konstanten in den Gleichungen, die einer übergenden Wärmemenge bei der Stromstärke Null entsprechen, d. h. bei gleichen Temperaturen von Plasma und Röhrchen. Es liegt nahe, hierin die Größe der Wärmestrahlung durch die Elektroden zu vermuten. Diese müßte, da die Elektrodentemperatur für alle Stromstärken praktisch konstant ist, auch für alle Versuche — bezogen auf einheitlichen Durchmesser — konstant sein. Die Abweichungen dürften wegen der großen Extrapolation aus dem Gebiet oberhalb 12 A auf 0 A erklärbar sein.

Die zugestrahlte Wärmemenge, bezogen auf den Röhrchendurchmesser von 1 mm, ergibt sich durch Mittelung der Konstanten. Zusätzlich wurden noch Versuche durchgeführt, bei denen das 1-mm-Röhrchen außerhalb des Bogens auf einer um 45° zur Achse der Entladung geneigten Geraden bewegt und die übergende Wärmemenge kalorimetrisch gemessen wurde.

Aus den so bestimmten Werten ergab sich für die Zustrahlung auf das 1-mm-Röhrchen eine Wärmemenge von $Q_{\text{str.}} = 33 \text{ W}$.

Nach Kenntnis dieser Größe kann die Wärmemenge ermittelt werden, die durch das Plasma an das Röhrchen abgegeben wird, da eine Zustrahlung durch das heiße Plasma selbst wegen der geringen optischen Dicke der Entladung vernachlässigt werden kann.

2.22 Temperaturverteilung im Lichtbogen

Die Temperaturverteilung der ungestörten Entladung ist von J. Sperling [7] für verschiedene Stromstärken angegeben worden und wird durch andere

Autoren gestützt. Zur Temperaturbestimmung wurden sowohl spektroskopische als auch optische Verfahren benutzt. Die Ergebnisse für den Mittelquerschnitt der Entladung sind in Abb. 2 über dem Radius des Bogens dargestellt. Es fällt dabei auf, daß die Achsentemperaturen für alle Stromstärken konstant sind, was auch aus theoretischen Überlegungen [8] gefolgert werden kann.

Von uns ist die Temperaturverteilung im 22,5-A-Lichtbogen über die 0-0-Bande (5165 Å) des C_2 -Moleküls (Swan-Bande) in Anlehnung an die Messungen von *ter-Horst* und *Kryszan* [9], *Lochte-Holtgreven* und *Maecker* [10] u. a. gemessen worden.

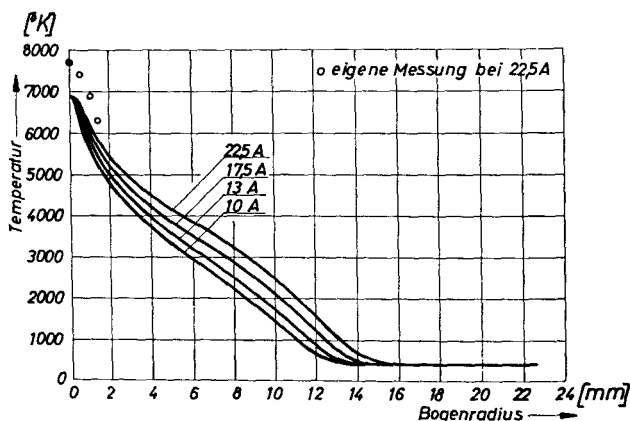


Abb. 2. Temperaturverlauf über den Mittelquerschnitt im Lichtbogen nach Sperling

Das Verfahren beruht darauf, daß die Intensität I einer Rotationslinie eine Funktion von der Rotationsquantenzahl R und der Temperatur T ist. Diese Funktion läßt sich in die Form bringen

$$-\frac{1}{T} R(R+1) = 0.426 \log \frac{I(R+1)}{(R+1)^2 - 1/4} = Y \quad (1)$$

so daß die reziproke Temperatur $1/T$ als Steigung einer Geraden in einer $Y - R(R+1)$ -Darstellung abgegriffen werden kann, wenn für R die Quantenzahlen der einzelnen Linien eingesetzt werden.

Da die Temperaturverteilung über den Mittelquerschnitt interessierte, wurde der Bogen mit einem Umlenkprisma optisch um 90° gedreht und auf den Spektrographenspalt abgebildet. Jedem Bildpunkt des Bogens ist dann ein Punkt des photographischen Bildes zugeordnet.

Die relativen Intensitäten der Linien wurden mit Hilfe der Schwärzungen eines Graphitbogens als Strahlungsnorm in verschiedenen Höhen des Spektrums mit einem registrierenden Photometer ausgemessen. Es erwies sich als günstig, den Bereich $R = 45$ bis $R = 60$ zu benutzen. Die so gewonnenen Temperaturen sind als „unkorrigierte“ Werte in Tabelle I angegeben. Da aber die gemessenen Intensitäten einer Linie aus Teilen unterschiedlicher Temperatur des Bogens stammen, muß mit Hilfe der Abelschen Integralgleichung

[11] auf einheitliche Temperaturzonen umgerechnet werden, wobei die Voraussetzung gemacht wurde, daß der Bogen eine rotationssymmetrische Temperaturverteilung besitzt. Diese Umrechnung wurde numerisch für mehrere Rotationslinien durchgeführt und aus den wirklichen relativen Intensitäten die Temperatur als Neigung bestimmt. Diese Werte sind als „gemessene“ Temperaturen ebenfalls in Tabelle I angegeben.

Tabelle I

Radiale Entfernung von der Bogenachse [mm]	unkorrigierte Temperatur [°K]	gemessene Temperatur [°K]	Temperatur nach <i>Sperling</i> [°K]
0,0	8 700	7 700	6 900
0,5	6 450	7 410	6 650
1,0	5 700	6 900	6 250
1,4	4 760	6 290	5 900

Die Genauigkeit der Messung dürfte nur ± 1000 °K sein, da die Temperatur umgekehrt proportional der Steigung ist, so daß jeder kleine Fehler in der Intensitätsmessung das Ergebnis beeinflußt. Weil auf der Photoplatte Überlagerungen durch Kontinua und Störlinien auftraten, dürfte die erreichte Genauigkeit von etwa 10% gegenüber den Sperlingschen Werten als ausreichend anzusehen sein. Der Temperaturverlauf ist dem von Sperling ähnlich.

Da die Temperatur-Meßtechnik und die anschließende Auswertung im Hinblick auf die erzielten Genauigkeiten viel zu aufwendig waren, wurde von weiteren Messungen bei anderen Stromstärken abgesehen.

Für die späteren Rechnungen (s. 2.24) zur Ermittlung der Wärmeübergangszahlen wurden die Sperlingschen Temperaturverteilungen des ungestörten, rotationssymmetrischen Lichtbogens benutzt.

2.23 Die Geschwindigkeit im Lichtbogen

Für die Berechnung der Wärmeübergangszahlen ist die Kenntnis der Geschwindigkeiten des Plasmas notwendig. Von uns wurde die von *Hagenah* [12] am 10-A-Lichtbogen gemessene Geschwindigkeitsverteilung benutzt, die in Abb. 3 dargestellt ist. Die Werte wurden durch Weg-Zeit-Messungen an kleinen Kohlepartikeln in der Entladung gewonnen und stellen unseres Wissens die einzigen Angaben für freibrennende Lichtbögen dar. Wie weit durch das Übertragen dieser Werte auf andere Stromstärken Fehler auftreten können, wird an späterer Stelle (s. 2.24) diskutiert werden.

2.24 Auswertung der Ergebnisse

Zur Ermittlung der Wärmeübergangszahl α des Plasmas an das Kalorimeterrohr wird diese definiert durch

$$dQ = \alpha dF (\vartheta - \vartheta_R) \quad (2)$$

wobei dQ die an das Flächenelement dF übergehende Wärmemenge ist. ϑ ist die über dF gemittelte Temperatur des ungestörten Plasmastromes und ϑ_R die Oberflächentemperatur des Röhrchens. Da die Wärmewiderstände der

Rohrwandung und des Wärmeüberganges Rohr-Wasser vernachlässigbar klein sind, ist ϑ_R gleich der mittleren Temperatur des Kalorimeterwassers.

Über die ganze Wärmeübertragungsfläche gemittelt ergibt sich bei einer Plasmatemperatur von 3800 °K und einer durchschnittlichen Wärmestromdichte von $1,2 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ als Anhaltswert eine Wärmeübergangszahl von etwa 350 $\text{W/m}^2\text{grad}$.

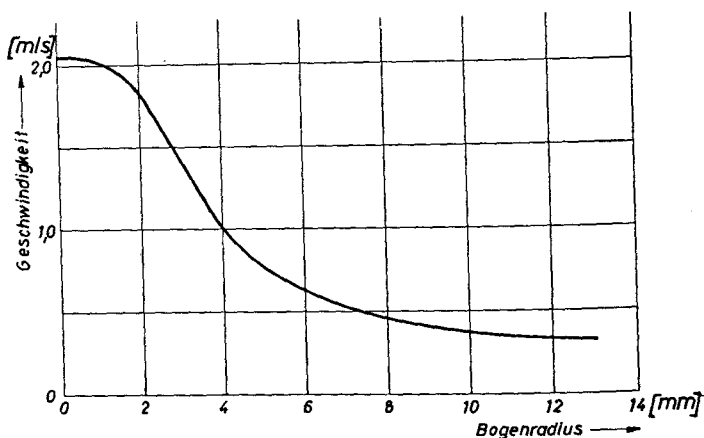


Abb. 3. Geschwindigkeitsverlauf im 10 A-Bogen über den Mittelquerschnitt nach Hagenah

Berechnet man dagegen Wärmeübergangszahlen nach dem Ansatz für das querangeströmte Rohr [13]

$$Nu = k Re^m Pr^n \quad (3)$$

so erhält man die in Abb. 4 dargestellten Werte in Abhängigkeit von der Temperatur.

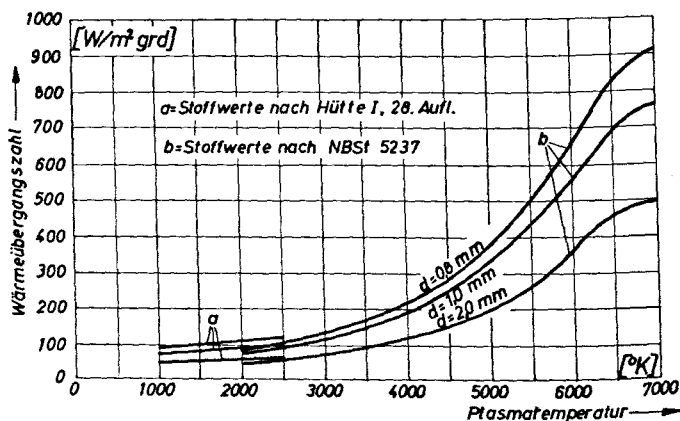


Abb. 4. Wärmeübergangszahlen berechnet mit Stoffwerten für Luft, $Nu = k Re^m Pr^n$

Als Plasmatemperaturen wurden die von *Sperling* [7] (Abb. 2) angegebenen Temperaturverteilungen und als Geschwindigkeiten die von *Hagenah* [12] (Abb. 3) gemessenen Werte für den 10-A-Bogen benutzt. Die Stoffeigenschaften wurden bei der arithmetischen Mitteltemperatur von Plasma und Rohrwandung aus den Tafeln für Luft aus der Hütte I, 28. Aufl. (ohne Berücksichtigung der Dissoziation) und dem NBS-Report 5237 entnommen. Dieser Ansatz ist so durchgeführt, als würde das Röhrchen von einer zylindrischen Strömung mit gegebener Temperaturverteilung angeblasen. Unter diesen Voraussetzungen ergaben sich Reynoldssche Zahlen von $Re = 28$ am Rande der Entladung und $Re = 1,5$ in der Mitte des Bogens.

Mit Hilfe der berechneten Wärmeübergangszahlen und der gegebenen Temperaturverteilungen für die verschiedenen Stromstärken lassen sich die insgesamt an das Rohr übergehenden Wärmemengen Q_{Rechn} ermitteln. Der Vergleich zwischen den berechneten Werten und den gemessenen Wärmemengen Q_M ergibt eine von der Stromstärke abhängige systematische Abweichung Δ . Diese ist in Tabelle II angegeben und definiert durch

$$\Delta [\%] = \frac{Q_M - Q_{\text{Rechn}}}{Q_M} \cdot 100 \quad (4)$$

Tabelle II

Stromstärke [A]	Röhrchendurchmesser [mm]		
	0,81	1,02	2,01
22,5	37,3	33,4	40,1
20,0	34,2	29,3	35,7
17,5	31,1	24,1	30,7
15,0	26,7	16,6	23,4
13,0	21,5	7,6	14,5
12,0	17,7	1,0	7,9
10,0	11,8	— 12,4	— 5,6

Dieses Ergebnis legt die Vermutung nahe, daß der benutzte Ansatz offenbar brauchbar ist, aber durch einen stromabhängigen Effekt verfälscht wird. Unter der Gültigkeit der gemachten Voraussetzungen kommen als Ursache hierfür in Frage:

1. Eine Veränderung der Plasmageschwindigkeit und
2. eine Änderung des Kohlenstoffgehaltes im Plasma und damit Abweichungen von den Eigenschaften der Luft.

Zum Geschwindigkeitseinfluß ist zu sagen, daß die Geschwindigkeit etwa mit der dritten Wurzel über die Reynoldszahl eingeht, so daß eine Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit im Bogen um den Faktor 2,8 die Abweichung von 40% erklären könnte. Außer der Messung von Hagenah, die für den 10-A-Bogen durchgeführt wurde, sind aber keine weiteren Meßwerte bekannt. Die Möglichkeit einer Geschwindigkeitserhöhung ist aber bei höheren Stromstärken durchaus gegeben, da wesentlich größere Werte bei den sogenannten Hochstromkohlebögen auftreten.

Wieweit der Kohlenstoffgehalt die Stoffeigenschaften verändert, ist ebenfalls nicht bekannt, da Zahlenmaterial über dampfförmigen Kohlenstoff praktisch nicht vorliegt, so daß ein Einfluß nicht nachgerechnet werden kann. Die starke Kondensation des Kohlenstoffes bei 25 A am Röhrchen zeigt aber, daß der Kohlenstoffgehalt mit wachsender Stromstärke ansteigt.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß unter Verwendung der Stoffwerte von Luft die Wärmeübergangszahlen nach klassischen Formeln ermittelt werden können, wobei Fehler zwischen $+40\%$ und -12% auftreten, die wahrscheinlich durch die ungenügende Kenntnis der physikalischen und stofflichen Größen bedingt sind. Die Berechnung von Wärmeübergangszahlen mit Hilfe von Enthalpie- statt Temperaturdifferenzen ergab keine bessere Übereinstimmung, so daß auf eine zahlenmäßige Angabe hier verzichtet wurde.

3. Der Wärmeübergang im wasserstabilisierten Lichtbogen an zylindrische Rohre

3.1 Versuchsaufbau

3.11 Lichtbogen

Die Lichtbogenentladung wurde durch Wasserwirbel, die in Führungskammern gehalten wurden, so eingeschnürt, daß ein Wasserplasma von rund $12\,000\text{ °K}$ für die Versuche zur Verfügung stand. Die zwei Wasserföhrungskammern befanden sich in einem Abstand a voneinander (Abb. 5).

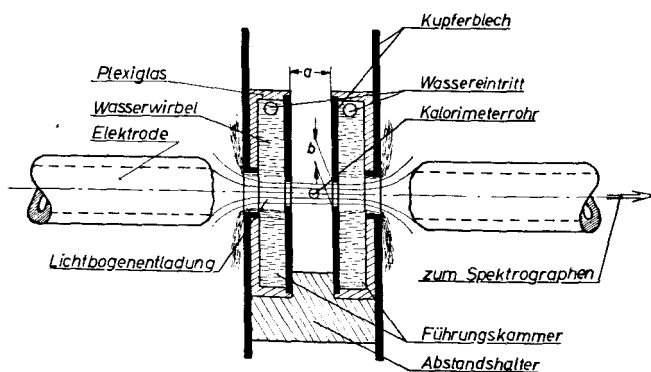


Abb. 5. Aufbau des wasserstabilisierten Lichtbogens

Sie bestanden aus zwei flachen Plexiglaszylindern, in deren Stirnflächen durchbohrte Kupferscheiben eingesetzt waren. Das Wasser wurde tangential eingespritzt, rotierte in den Kammern und trat aus den zu den Elektroden hin gelegenen Bohrungen aus. Dabei benetzte es die außenliegenden Kupferbleche und schützte diese vor der Wärmeeinwirkung der Elektroden. Die Kammern wurden so zwischen die waagrecht liegenden Kohleelektroden gebracht, daß der Entladungsstrahl durch die Bohrungen und die Wasserwirbel hindurchgezogen werden konnte. Durch Veränderung des Bohrungsdurchmessers b sowie der elektrischen Bogenleistung konnte man in gewissen Grenzen

die Temperaturen des Plasmastrahls variieren. Es wurden Versuche mit verschiedenen Kammerausführungen gemacht, deren geometrische Abmessungen in Tabelle III angegeben sind.

Tabelle III

Kammer	a [mm]	b [mm]
A	4	6
B	10	10
C	4	4

Ähnliche Anordnungen, die jedoch aus nur einer etwas größeren Führungskammer bestanden, sind von *Burhorn*, *Maecker* und *Peters* [14] und von *Jürgens* [15] beschrieben worden.

Als Material der Führungskammern bewährte sich Plexiglas gut, da dieses die Strahlung wenig absorbiert, so daß nur geringfügige Verdampfungerscheinungen in der äußeren Oberfläche bemerkt werden konnten. Durch eine zusätzliche äußere Wasserberieselung wurde die Haltbarkeit der Kammern noch weiter erhöht.

Die Kohleelektroden waren durchbohrt, um das Bild der Entladung auf den Spektrographenspalt abbilden zu können. Durch Rotieren der Elektroden konnte der Abbrand gleichmäßiger gehalten werden, so daß eine genügend lange Versuchszeit gewährleistet war. Der Vorschub wurde von Hand nach der Stromstärke geregelt. Gezündet wurde der Bogen durch dünne Kupferdrähte, die mit Hilfselektroden durch die Kammeranordnung geführt wurden.

Der Lichtbogen war über einen Eisenwiderstand stabilisiert und brannte mit Stromstärken von 60 bis 100 A Gleichstrom. Die umgesetzte elektrische Leistung, die zwischen 10 und 15 kW lag, wurde während der Versuche registriert.

Mit dieser Anordnung gelang es, ein ausreichend sauberes Wasserplasma herzustellen, wovon man sich durch die Spektralaufnahmen überzeugen konnte.

3.12 Kalorimeter

In dem zwischen den beiden Führungskammern liegenden Raum von der Länge a war die Bogenentladung nicht durch die Wasserwirbel behindert. Hier wurde — quer zur Achsenrichtung — das Kalorimeterröhrchen in den Plasmastrahl gebracht. Die Kalorimeterröhrchen bestanden aus Kupfer und hatten Außendurchmesser von 1,5 oder 2 mm mit 0,25 mm Wandung. Eine weitere Variierung der Durchmesser war nicht möglich, da bei kleineren Durchmessern die durchgesetzte Kalorimeterwassermenge zur Kühlung nicht ausreichte und größere Durchmesser sich wegen der Dicke des Entladungsstrahles, der etwa 5 mm stark war, nicht erlaubten. Das Kupferrohr wurde durch Wasser gekühlt und dieses gleichzeitig als Kalorimeterflüssigkeit benutzt. Um eine ausreichende innere Kühlung zu erreichen, waren Wassergeschwindigkeiten notwendig, die einen Druckabfall von 20 bar im Rohr ergaben. Der benötigte Druck wurde mit Hilfe von Preßluft erzeugt. Wie auch bei den Versuchen im offenen Lichtbogen wurde die Temperaturerhöhung des Kalorimeterwassers mit Hilfe von Thermoelementen am Ein- und Austritt des Röhrchens bestimmt und die

durchgesetzte Wassermenge gemessen. Die Thermospannung wurde von einem Mikrovoltanschreiber registriert.

3.13 Temperaturmeßmethode

Die Temperaturmessung beruhte auf der Starkeffekt-Verbreiterung der H_{β} -Linie. Diese Methode ist mehrfach in der Literatur beschrieben worden [15, 16]. Zur Messung wurde die Bogenentladung durch die gebohrten Kohlelektroden über ein Linsensystem in sogenannter Zwischenabbildung auf den Spektrographenspalt abgebildet. Es lag also end-on-Beobachtung vor. Diese Abbildungsmethode hat den Vorteil, daß man Temperaturangaben erhält, die Mittelwerte des leuchtenden Plasmastrahles sind. Dies wurde wegen der Kleinheit des Entladungsdurchmessers als günstig angesehen. Vor den Spektrographenspalt war ein geeichtes 6-Stufen-Platin-Filter gesetzt. Man erhielt dadurch Bilder der Spektrallinien auf der Photoplatte, die in ihren Schwärzungen definiert geschwächt waren.

3.2 Versuchsergebnisse

3.2.1 Phänomenologisches

Nach dem Zünden brannte der Bogen sehr hell und ruhig, mit Ausnahme in der Anordnung von Kammer *B*, wo wegen des größeren Abstandes zwischen den beiden Führungskammern und der geringeren Stabilisierung durch das Wasser der Entladungsstrahl unruhiger war.

Um das Kalorimeterrohr herum bildete sich auch diesmal, wenigstens bei den niedrigeren Wärmebelastungen, eine dunkle Gasschicht, die aber wegen der sehr viel größeren Lichtbogenhelligkeit nur sehr schwer erkennbar war.

Auch bei diesen Versuchen war auf dem Kalorimeterrohr ein Niederschlag zu beobachten, der, ebenso wie im offenen Lichtbogen, außen weißlich und innen braun-schwarz war. Dies muß als Zeichen dafür gewertet werden, daß noch Spuren von Kohlenstoff im Wasserplasma vorhanden sind. Da die Spektralaufnahmen keine nennenswerten Kohlenstoffanteile zeigten, muß geschlossen werden, daß große Plasmamengen am Röhrchen vorbeiströmten und die Geschwindigkeit des Strahles groß war.

Die Einschnürung des Bogens durch das Wasser bewirkt auf Grund des Eigenmagnetfeldes der Entladung eine Druckerhöhung im Strahl, die *Maeker* [17] berechnet und nachgewiesen hat. Hierdurch wird der Plasmastrahl zur Meßseite hin von beiden Führungskammern aus beschleunigt, so daß sich in der Mitte eine gut sichtbare Stelle des Zusammenstoßes bildet, die zu einer Ausweitung, einem Plasmateller, führt (Abb. 6). Nach Einbringung des Kalorimeterrohres in den Strahl ließ sich der Plasmateller nicht mehr beobachten.

3.2.2 Kalorimetrische Messungen

Für jede Kammerart ergab sich eine günstigste Stromstärke. Da der Fehler innerhalb einer Meßreihe größer war als die Abhängigkeit der übergelassenen Wärmemenge von der umgesetzten Leistung des Bogens (oder dessen Stromstärke), wurden die Werte jeweils für eine Kammerart ermittelt. Der Kürze halber wird im Folgenden nicht mehr von der „Versuchsanordnung der

Kammer *A* (*B*, *C*) bei einer Stromstärke x'' gesprochen, sondern nur noch von „Kammer *A* (*B*, *C*)“, da die jeweiligen Versuchsbedingungen für alle Parameter konstant gehalten wurden.

Die Abweichungen der kalorimetrischen Einzelmessungen von dem Mittelwert ergaben einen Vertrauensbereich [22] von $\pm 8\%$, dem eine Standardabweichung von etwa 90 W entspricht. In Tabelle IV ist auch die mittlere Versuchsdauer der kalorimetrischen Messung eingetragen. Auffallend ist die geringe Versuchsdauer in der Anordnung der Kammer *C*. Diese ist durch die auftretende hohe Wärmestrombelastung zu erklären, die nach der angegebenen Zeit zu einer Zerstörung des Röhrchens führte.

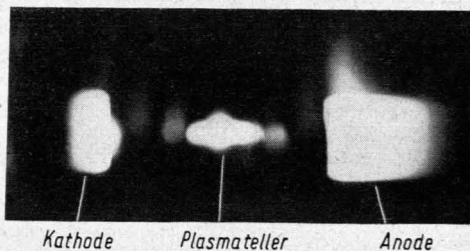


Abb. 6. Eingeschnürter Lichtbogen mit Plasmateller

Tabelle IV

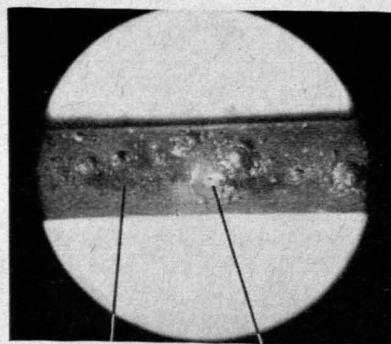
Kammer	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>
Bogenleistung [kW]	11,8–12,8	11,4–11,9	13,5–14,0
Stromstärke [A]	75	74	73
Durchmesser des Röhrchens [mm]	1,5	2,0	1,5
Übergewende Wärmemenge [W] ..	1 510	1 490	1 150
Versuchsdauer [sec]	120	160	50
Wärmeübertragungsfläche [m ²] ...	$20,2 \cdot 10^{-6}$	$69,2 \cdot 10^{-6}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$

Zur Auswertung dieser Ergebnisse ist die Kenntnis der Wärmeübertragungsflächen notwendig. Der Durchmesser des Plasmastrahls, der durch die elektrische Leitfähigkeit oder die Temperaturverteilung gegeben sein müßte, ist nicht bekannt. Da auch die optischen Grenzen des Strahles wegen der über großen Helligkeit nur geschätzt werden konnten, schien es zweckmäßig zu sein, die mit Belag behaftete Fläche des Röhrchens als Wärmeübertragungsfläche anzunehmen. Wie beim freibrennenden Lichtbogen konnte man am Röhrchen zwischen einem dunkelbraunen Beschlag in der Mitte des Röhrchens und einem angrenzenden weißlichen Beschlag unterscheiden. Nimmt man als Trenngrenze, wie beim freibrennenden Bogen, die 3000 °K-Isotherme an, so läßt sich die in den kühleren Zonen übergewende Wärmemenge abschätzen. Der Fehler dürfte hierbei nicht so erheblich sein, da die außerhalb des braunen Belages übergewende Wärmemenge klein ist. Sie wird etwa 10% der Wärmemenge betragen, die in der Mitte des Bogens an das Röhrchen abgegeben wird.

Als Wärmeübertragungsfläche wurde daher diejenige genommen, die durch den inneren braun-schwarzen Belag am Röhrchen gegeben war. Man wird hier nicht sehr fehlgehen, da sich auch ähnliche Werte ergaben, wenn das Röhrchen infolge des Ausbleibens des Kalorimeterwassers durchschmolz. Die dann fehlende Rohroberfläche lag im Falle der Kammer A bei 14 bis 19 mm².

3.23 Zerstörung der Röhrchen

Die Kalorimeterrohre können im wasserstabilisierten Bogen offenbar durch zwei verschiedene Effekte zerstört werden. Die eine Art der Zerstörung beruht auf einem Abbrand oder Abrieb des Materials und tritt erst merklich bei höheren Wärmebelastungen auf. Es liegt hier aber nur wenig Beobachtungsmaterial vor. In einem Falle konnte bei einer mittleren Wärmebelastung von $100 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ eine Schwächung des Kupferrohr-Außendurchmessers festgestellt werden, die 8 mg Cu in 160 s betrug. Versuche, die in den Kammern mit 100 bis 120 A Stromstärke durchgeführt wurden, und bei denen Wärmebelastungen von mindestens $350 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ auftraten, führten bereits nach einigen Sekunden zur Zerstörung des Röhrchens, ohne daß der Beharrungszustand erreicht wurde. Aus den Röhrchen selbst war anschließend immer ein Stück herausgebrannt.



Niederschlag Loch

Abb. 7. Oberfläche eines zerstörten Kupferröhrchens von 2 mm \varnothing , Kathodenseite

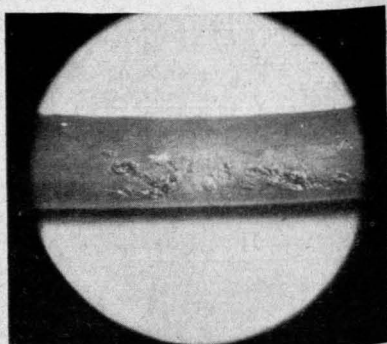


Abb. 8. Oberfläche des gleichen Röhrchens wie in Abb. 7, Anodenseite

Die andere Zerstörungsart des Röhrchens trat bei niedrigeren Wärmebelastungen im wasserstabilisierten Bogen auf, also bei Wärmestromdichten um $60 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$. Hierbei wurde das Röhrchen nach einigen Versuchen, etwa nach 6 bis 10 Minuten Gesamtbrennzeit, plötzlich und ohne ersichtlichen Grund durch kleine Löcher in der Rohroberfläche zerstört. Es trat dann das Kalorimeterwasser aus und löschte meistens den Bogen. Auf der Anodenseite waren bereits nach dem ersten Versuch kleine Einwirkungen an der Oberfläche erkennbar, die sich dann bei den weiteren Versuchen vergrößerten.

Die Löcher, die zur Zerstörung führten, traten dagegen zuerst stets auf der zur Kathode hin gelegenen Seite auf. Diese Richtungsabhängigkeit legt die Vermutung nahe, daß primär nicht thermische, sondern elektrische Effekte die Ursache für die Zerstörung sind. Die Abbildungen 7 und 8 zeigen Mikroskopaufnahmen an 2-mm \varnothing -Kupferröhrchen. Auf der Kathodenseite sind ein kleines Loch sowie dem Aussehen nach schwammige Erhebungen und Schmelzstellen zu erkennen. Die Anodenseite zeigt dagegen in Abb. 8 nur einige Schmelzstellen. In Abb. 7 ist ferner der Kohlenstoffniederschlag zu erkennen.

Wesentlich dürfte die Beobachtung sein, daß die Zerstörung sofort eintrat, wenn die Kalorimeteranordnung nicht geerdet war. Es wurden daher fast alle Versuche mit Erdung durchgeführt. Die zur Erde abfließenden Ströme lagen bei 0,5 mA und trugen wegen ihrer Kleinheit nicht zur Verfälschung der kalorimetrischen Messung durch Ohmsche Widerstandsheizung bei.

Zur Erklärung der Zerstörung kann vielleicht folgendes Bild dienen: Durch den Kohlenstoff (oder Kohlenwasserstoff)-Beschlag wird die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Metall erniedrigt, so daß bei einer gewissen Oberflächentemperatur ein merkbarer Elektronenstrom zur Anode einsetzt. Da das Röhrchen durch die Erdung positiv gegenüber dem umgebenden Plasma ist — der Strom-Generator war nicht geerdet —, wird das Röhrchen durch die Emission weiter positiv, und es treten durch die Unebenheiten der Oberfläche so hohe Feldstärken auf, daß es zu einem Durchschlag auf der Kathodenseite kommt und dadurch zu Schmelzerscheinungen und Löcherbildungen. Das austretende Wasser drückt dabei das Metall hoch und schreckt es ab, wodurch die schwammigen Erhebungen entstehen.

Im Falle der Nichterdung der Kalorimeterapparatur läßt sich dagegen das Röhrchen durch die schnellen Elektronen stärker negativ gegen das Plasma auf als im Falle der Erdung mit erzwungenem, positivem Potential. Dies führt zu einem Ansetzen von elektrischen Stromfäden, ohne daß die Temperatur des Röhrchens erhöht sein muß. Die Zerstörung des Röhrchens erfolgt daher praktisch sofort.

3.24 Temperaturmessung

Die Temperatur des Plasmastrahles wurde in end-on-Beobachtung über die H_{β} -Linie des Wasserstoffs bestimmt. Da die Linienprofile der Balmer-Serie des Wasserstoffs sich in Abhängigkeit von der Elektronendichte N_e berechnen lassen [16], besteht die Möglichkeit, über die Elektronendichte auf die Temperatur mit Hilfe der Eggert-Saha-Gleichung zu schließen. Dieses Verfahren ist vielfach in der Literatur beschrieben und bewährt sich für Temperaturmessungen gut, da die im Exponenten der Eggert-Saha-Gleichung stehende Temperatur sehr unempfindlich gegen Veränderungen der Elektronendichte ist. Eine fehlerhafte Bestimmung von N_e wirkt sich daher nur geringfügig auf die zu ermittelnde Temperatur aus.

Dem Vorschlag von *Lochte-Holtgreven* [18] und *Bogen* [19] folgend, wurde nach Umzeichnung der Intensitätswerte der Photoplate in das wahre Profil der Linie [20] die Halbwertsbreite der H_{β} -Linie bestimmt und diese als Funktion der Temperatur angesehen. Nach [18] ist der Zusammenhang:

Tabelle V

Temperatur °K	Halbwertsbreite Å
10 400	16
12 000	31
12 300	34
15 500	63

Die Unsicherheiten, die in den Grundlagen der Theorie der Linienverbreiterung liegen, können nach Bogen [19] einen Fehler von $\pm 25\%$ bei der Berechnung der Elektronendichte hervorrufen. Obwohl nun diese exponentiell von der Temperatur abhängt und somit der Fehler kleiner sein müßte, glaubt *Maecker* [21], mit einem Gesamtfehler bis zu 25% in der Temperaturmessung rechnen zu müssen. Die Abweichungen, die von uns bei den Wiederholungsmessungen festgestellt wurden, und die also die zufälligen Fehler der Aufnahmetechnik und der Auswertung umfassen, betragen bis $\pm 600^\circ$, also etwa 6% , bezogen auf den Mittelwert.

In Abb. 9 sind die gemessenen Temperaturen in Abhängigkeit von der Stromstärke aufgetragen und die Meßwerte durch Geraden approximiert. Bei noch höheren Temperaturen würde die Abhängigkeit der nach der H_β -Methode gemessenen Temperatur von der Stromstärke verschwinden, da die Einfachionisation der Atome und damit die Elektronenproduktion bis zum Einsetzen der Zweifachionisation abgeschlossen wäre. Eine Zuordnung von Elektronendichte und Temperatur in diesem Bereich ist dann nicht möglich.

In Abb. 9 ist der Einfluß der geometrischen Verhältnisse der Brennkammer zu erkennen. In Kammer C konnten wegen der größten elektrischen Stromdichte die höchsten Temperaturen erreicht werden, während in Kammer B die Beeinflussung der Entladung durch die Wasserkühlung gering war. Diese Temperaturen der ungestörten Entladung wurden bei der Auswertung der kalorimetrischen Ergebnisse als Temperaturen des anströmenden Plasmas benutzt.

3.25 Geschwindigkeitsmessung

Zur weiteren Auswertung der kalorimetrischen Meßwerte ist die Kenntnis der Geschwindigkeit des Plasmastrahles notwendig. Es tritt hierbei aber schon eine Schwierigkeit in der Definition auf, da die Elektronen eine den positiven Ionen entgegengesetzte Richtung haben. Hinzu kommt, daß durch die Einschnürung des Lichtbogens in den Führungskammern ein zusätzlicher Druck im Plasmastrahl auftritt, der durch den Pincheffekt hervorgerufen wird, und der unter den gegebenen geometrischen Versuchsverhältnissen und bei einer Stromstärke von 100 A um $5 \cdot 10^{-4}$ bar liegt [17]. Dieser Druck bewirkt eine zusätzliche Beschleunigung des Plasmas in den Raum zwischen den Führungskammern und ist die Ursache für die Entstehung des Plasmateilers.

Da für die Wärmeübergangsprobleme die Geschwindigkeit des Massenstromes maßgeblich ist, muß die Meßmethode diese erfassen, was die praktischen Möglichkeiten sehr einschränkt. Es ist daher versucht worden, über die Ablenkung von zylindrischen und kugeligen Körpern, die quer durch den

Plasmastrahl mit Hilfe von Preßluft geschossen wurden, die Geschwindigkeit des Strahles zu messen. Dies mißlang aber, da die Ablenkungen der Geschosse zu klein waren. Die Rechnung zeigte, daß unter den gegebenen Verhältnissen: Kugeldurchmesser 1,5 mm, Kugelmasse 14 mg, Geschößgeschwindigkeit 120 m/s erst meßbare Ablenkungen oberhalb 10 000 m/s Plasmageschwindigkeit zu erwarten sind. Da Kugeln mit kleineren Massen und Geschwindigkeiten nicht mehr stabil fliegen, war eine Herabsetzung der Meßgrenze nicht möglich. Es scheint daher zur Zeit nur die von *Wieneke* [23] angegebene Methode brauch-

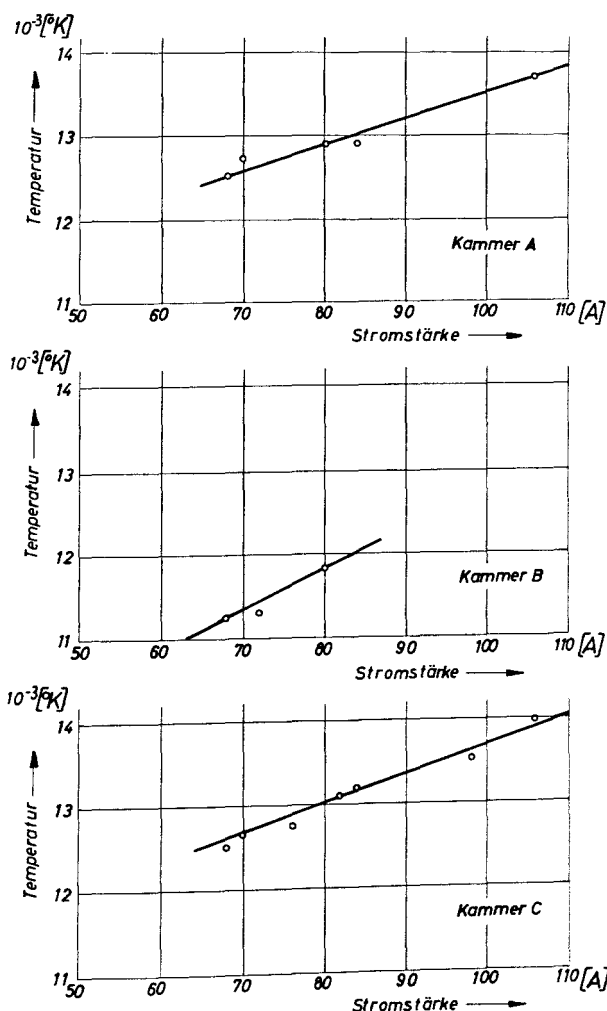


Abb. 9. Gemessene Lichtbogentemperaturen in Abhängigkeit von der Stromstärke

bar zu sein, die allerdings sehr aufwendig ist. Hiernach wird das Vorwandern der Bogenentladung eines neu gezündeten Bogens mit einem Bildabstand von etwa $5 \mu\text{s}$ gefilmt.

3.26 Wärmetransport im Kalorimeterrohr

Das Kalorimeterwasser wurde unter einem Druck von 20 bar in das Kalorimeterrohr gedrückt, wodurch Wassergeschwindigkeiten von 18 bis 47 m/s erreicht wurden. Nimmt man an, daß der gesamte Druck im Röhrchen abgebaut wird, so steht das Wasser an der Stelle der Wärmebelastung durch das Plasma unter 10 bar, entsprechend etwa 180°C Siedetemperatur. Zur Berechnung der inneren Wärmeübergangszahl α_i kann für den stationären Zustand die Formel nach Hausen

$$\text{Nu} = 3,7 \cdot 10^{-2} (\text{Re}^{0,75} - 180) \text{Pr}^{0,42} \quad (5)$$

benutzt werden. Die Stoffwerte des Wassers wurden bei der Temperatur

$$\vartheta_M = \vartheta_F - \frac{0,1 \text{ Pr} + 40}{\text{Pr} + 72} (\vartheta_F - \vartheta_{wi}) \quad (6)$$

eingesetzt.

ϑ_F ist die Temperatur der Flüssigkeit, die 20°C beträgt, ϑ_{wi} ist die Innenwandtemperatur des Röhrchens. Vorausgesetzt wurde konstante Wärmestromdichte auf der gesamten Wärmeübertragungsfläche. Die Wärmebelastung wird demnach plötzlich an der Stelle $x = 0$ auf die ausgebildete Wasserströmung gedrückt. Erst von dieser Stelle an kann sich die Temperaturverteilung ausbilden. Der Aufbau der Temperaturgrenzschicht ist an der Stelle $x/d_i \approx 10$ (d_i = Innendurchmesser) beendet. Da die Länge der Übertragungsfläche aber bei der Kammer A $x/d_i = 4,3$, bei Kammer B 7,3 und bei Kammer C 2,0 ist, erhöht sich die Nusselt-Zahl der ausgebildeten Strömung durch den Anlaufvorgang um maximal 36% [24]. Die errechneten und verbesserten Wärmeübergangszahlen reichen aber für den benötigten Wärmetransport an das Wasser nicht aus, ohne daß sehr hohe Temperaturdifferenzen angenommen werden müssen.

Daher muß man zur Erklärung des Wärmetransportes ein Verdampfen in die unterkühlte Flüssigkeit (surface boiling) heranziehen. Dieser Vorgang ist dadurch gegeben, daß von einer Wandtemperatur ϑ_{wi} , die über der Siedetemperatur ϑ_s des Wassers liegt, Blasen in die kältere Flüssigkeit aufsteigen und dort kondensieren. Dabei treten örtlich hohe Geschwindigkeiten auf, die die eigentliche Ursache für die Verbesserung des Wärmetransportes sind [25]. Die mögliche Mehrbelastung gegenüber der konvektiven Übertragung kann sich um ein bis zwei Zehnerpotenzen erhöhen. Die Überhitzung $\vartheta_{wi} - \vartheta_s$ ist durch die dimensionsbehaftete Gleichung

$$\vartheta_{wi} - \vartheta_s = \frac{0,854 (q)^{1/4}}{e^{P/64,4}} \quad (7)$$

gegeben [26], wobei die Wärmestromdichte q in W/m^2 und der Druck P in bar einzusetzen sind. Die so errechneten Temperaturdifferenzen liegen für die betrachteten Verhältnisse um 60° (Tabelle VI).

Der Wärmeübergang wird nun so verlaufen, daß an der Stelle $x/d_i = 0$, an der die Belastung einsetzt, die Wandtemperatur gleich der Flüssigkeitstemperatur ist, um dann bei wachsenden x/d_i sehr schnell über die Siedetemperatur auf den Wert der stationären Wandtemperatur ϑ_{wi} anzusteigen. Ist dieser Wert erreicht, wird zur Ausbildung der Blasen eine gewisse Zeit verstreichen müssen, in der die Wandtemperatur weiter ansteigt, um dann im Augenblick des Siedens wieder auf ϑ_{wi} abzufallen. Nimmt man eine Verzögerung von $1 \cdot 10^{-6}$ s an, d. h. die Zeit, die die Blase braucht, um schätzungsweise einen Durchmesser von 7μ zu erreichen, so läßt sich unter Verwendung der Strömungsgeschwindigkeit die Übertemperatur bestimmen. Diese Verhältnisse sind für die Kammern in Abb. 10 aufgetragen. Unter den Verhältnissen der Kammer B wird die Wärme praktisch durch Konvektion übertragen. Man erkennt aus Abb. 10, daß bei der Kammer A Spitzentemperaturen von 257°C und bei Kammer C von 450°C erreicht werden können. Diese zeitlich kurzen, hohen Temperaturen dürften für die Zerstörung der Röhren verantwortlich sein.

Tabelle VI

	Kammer A	Kammer B	Kammer C	
Wärmestromdichte an der Innenwand	$101 \cdot 10^6$	$25,7 \cdot 10^6$	$165 \cdot 10^6$	W/m^2
Wassergeschwindigkeit	47,2	18,6	25,2	m/s
Innenwandtemperatur	248	228	257	$^\circ\text{C}$
Außenwandtemperatur	310	240	350	$^\circ\text{C}$

Für die Berechnung der Wärmeübergangszahl α_A zwischen Rohr und Plasma wurde die Außentemperatur ϑ_{wA} des Röhrchens benutzt, die sich rechnerisch mit der Wärmeleitzahl von Kupfer ergibt.

Es wurde versucht, ϑ_{wA} experimentell mit Hilfe von Temperaturmeßfarben und Thermoelementen zu bestimmen. Die Meßmethode mit Thermocolor- und Thermochromfarben scheint aber wenig aussichtsreich zu sein, da der Niederschlag am Röhrchen eine genaue Farbbestimmung unmöglich macht.

Die Messungen mit Thermoelementen führten deshalb nicht zum Erfolg, weil die aufliegenden Thermodrähte die Rohrwandung um 0,1 mm verstärkten. Diese an und für sich geringe Erhöhung setzte die thermische Widerstandsfähigkeit des Kalorimeterrohres so stark herab, daß es in dem Plasmastrahl schon nach sehr kurzer Zeit zerstört wurde.

Mit den gemessenen und um 10% reduzierten Wärmemengen Q' , den Temperaturen ϑ des Plasmas und der Außenwand sowie mit dem Außendurchmesser d_A des Röhrchens und der Länge L der Wärmeübergangsfläche lassen sich nun die äußeren Wärmeübergangszahlen α_A zwischen Plasma und Röhrchen nach der Formel

$$\alpha_A = \frac{Q'}{\pi d_A L (\vartheta_p - \vartheta_{wA})} \quad (8)$$

berechnen.

Die Ergebnisse sind in Tabelle VII wiedergegeben. Man sieht, daß die Übergangszahlen Werte annehmen, wie sie sonst nur mit Flüssigkeiten oder konden-

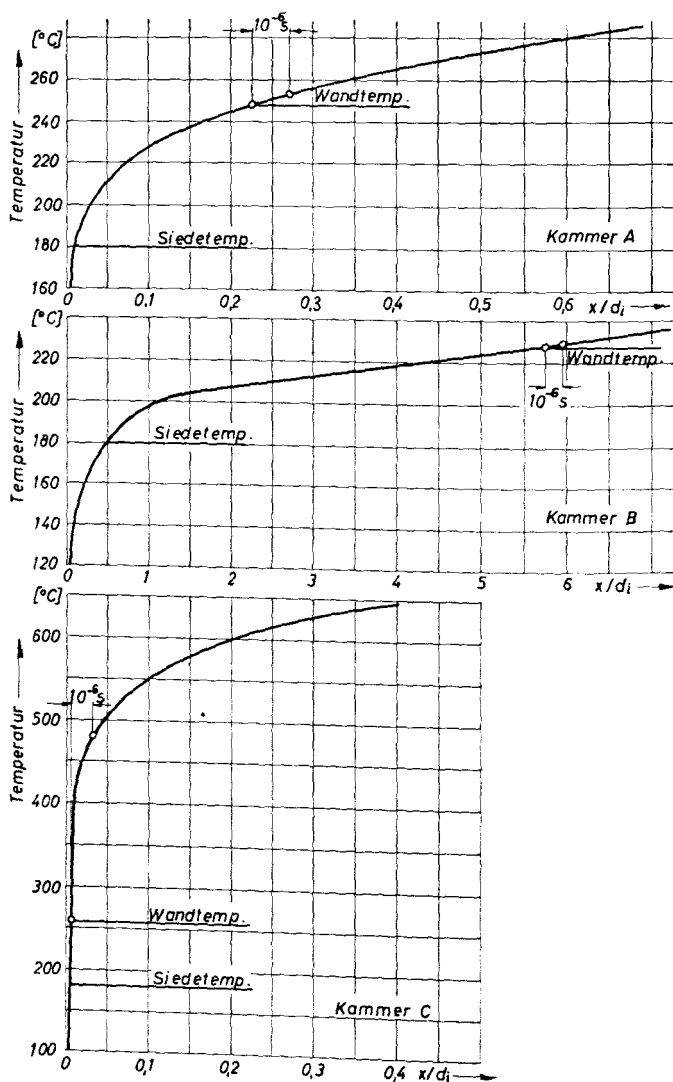


Abb. 10. Temperaturverlauf der inneren Rohrwand

sierendem Dampf erreicht werden. In Tabelle VII sind weiterhin die Plasmatemperaturen angegeben, die aus Abb. 9 entnommen wurden.

Die ebenfalls angegebenen Wärmestromdichten gehen bis zu $110 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ und sind ganz extreme Belastungen. Es ist hierbei zu beachten, daß diese Belastungen für längere Zeiten an trockenen Körpern aufrechterhalten werden konnten.

Tabelle VII

Kammer	A	B	C
Red. Wärmemenge W	1 360	1 340	1 040
Wärmestromdichte W/m ²	67,3 · 10 ⁶	19,3 · 10 ⁶	110 · 10 ⁶
kcal/m ² h	57,9 · 10 ⁶	16,6 · 10 ⁶	94,6 · 10 ⁶
Plasmatemperatur °K	12 750	11 500	12 750
Berechnete Oberflächentemperatur °K	580	510	620
Temperaturdifferenz grd	12 170	10 990	12 130
Wärmeübergangszahl W/m ² grd	5 540	1 760	9 070
kcal/m ² h grd	4 760	1 510	7 800
Dicke der Temperaturgrenzschicht mm	6 · 10 ⁻³	23 · 10 ⁻³	4 · 10 ⁻³

Mit den gemessenen Werten läßt sich auch noch ein weiteres interessantes Ergebnis über die Temperaturgrenzschicht folgern.

Definiert man diese Grenzschicht so, daß in ihr der Wärmeübergang durch reine Leitung erfolgt und daß in dieser Schicht keine Wärmequellen mehr vorhanden sind, d. h., daß keine molekularen Rekombinationen der Atome mehr stattfinden, so läßt sich die Dicke dieser Schicht berechnen. Aus dem Zusammensetzungsgleichgewicht von H₂O folgt, daß bei 2000 °K und 1 bar nur noch der 5 · 10⁻⁴te Teil der Moleküle dissoziiert ist [27]. Legt man diese Temperatur als Begrenzung der Grenzschicht zu Grunde, so ergeben sich Grenzschichtdicken, die in Tabelle VII angegeben sind. Man erkennt, daß besonders bei hohen Wärmebelastungen die Grenzschicht im oben beschriebenen Sinne nicht mehr definiert ist, da ihre Dicke sich der gaskinetischen freien Weglänge nähert, so daß eine klassische Wärmeleitung des Gases nicht mehr vorhanden ist. Dies bedeutet aber, daß bei hohen Wärmestromdichten der Wärmeaustausch nicht mehr nach den klassischen Vorstellungen erfolgt, sondern, daß ein Austausch direkt mit der Oberflächenwandung vorliegt. Um dieser Vorstellung gerecht zu werden, ist es daher zweckmäßig, wie auch in letzter Zeit in der Literatur vorgeschlagen, nicht das Temperatur-, sondern das Enthalpiegefälle zwischen Gas und Wandung als treibende Kraft für den Wärmeaustausch anzusetzen.

$$Q' = \sigma F (h_p - h_o). \quad (9)$$

h_p ist die Enthalpie des Plasmas, h_o die Enthalpie des Gases an der Wand. σ ist eine Stoffaustauschzahl, die den Massenfluß angibt. Sie unterscheidet sich von den üblichen Definitionen auf dem Gebiet des Stoffaustausches nicht. Die Gleichung 9) erhält erst ihren Charakter als Wärmebilanz durch die Koppelung des Massenstromes mit den Enthalpien.

Mit den von Knoche und Neumann [27] berechneten Enthalpiewerten für das H₂O-Plasma ergeben sich die Stoffaustauschzahlen der Tabelle VIII. Die Enthalpien sind dabei auf das Massen-Mol bezogen (1 kmol H₂O — 18,02 kg H₂O).

Tabelle VIII

Kammer	Plasmatemperatur [°K]	Enthalpiedifferenz [J/kmol]	Stoffaustauschzahl [kmol/m ² h]
A	12 750	24,2 · 10 ⁸	100
B	11 500	19,0 · 10 ⁸	36,5
C	12 750	24,2 · 10 ⁸	164

4. Diskussion der Ergebnisse

Nach den Ergebnissen der Versuche scheint es richtig zu sein, das Gebiet des Wärmeüberganges von einem Plasma an einen gekühlten trockenen Körper aufzuteilen in einen Bereich mit niedriger Wärmebelastung und einen mit hoher Wärmebelastung. Die Grenze zwischen beiden liegt etwa bei einer Wärmestromdichte von $25 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$. Ausdrücklich ist zu bemerken, daß — wenigstens für das untersuchte Gebiet — die Wärmestromdichte und nicht die Plasmatemperatur die charakteristische Größe ist, wenngleich beide voneinander abhängen.

Im Bereich niedriger Stromdichte können die Berechnungen des Überganges nach den Formeln der klassischen Wärmeübertragungslehre erfolgen, wobei mit mittleren Stoffwerten gerechnet werden kann. Die Genauigkeit dieser Rechnungen wird praktisch nur von der Genauigkeit der Stoffeigenschaften abhängen. Dieses Ergebnis ist nicht weiter verwunderlich, da die für das Plasma charakteristischen exothermen Rekombinationsprozesse außerhalb der Grenzschicht stattfinden und daher nicht die Voraussetzungen der klassischen Theorien verletzen, die die Grenzschichten als Wärmeleitungszonen ansehen, in denen mit einem stetigen Temperaturverlauf gerechnet werden darf.

Wesentlich anders dagegen ist das Gebiet hoher Wärmestromdichte, da hier keine Grenzschichten mit definierten Stoffeigenschaften mehr vorliegen. Falls aber doch noch von einer Wärmeleitfähigkeit und einer Viskosität gesprochen werden kann, werden diese durch die freiwerdenden Rekombinationsenergien keinen eindeutigen Verlauf mehr haben. Man hat sich den Wärmetransport so vorzustellen, daß ein Teil der energiereichen Teilchen bis an die Wand vordringt und dort rekombiniert, so daß weniger ein Wärmeübergang als ein Wärmeaustausch vorliegt. Dieser wird aber nicht mehr durch die Eigenschaften einer Grenzschicht beeinflusst. Es wird daher richtiger sein, diesen Wärmeaustausch, der analog dem Stoffaustausch ist, für praktische Fälle auf die Größen der ungestörten Strömung und der Wand zu beziehen, z. B. auf die Enthalpiedifferenz.

Unterstellt man jetzt einen aktiven Einfluß der Wandoberfläche auf die Einstellung des Zusammensetzungs-Gleichgewichtes, so ist anzunehmen, daß die Anzahl der Rekombinationen und damit die Größe des Wärmeaustausches durch Wandkatalysatoren beeinflusst werden kann. Leider sind unsere Kenntnisse auf diesem Gebiet nicht so groß, daß man die hier liegenden Möglichkeiten abschätzen kann. Der bei Kammer A erzielte „Wirkungsgrad“ des Austausches, der gegeben ist durch die tatsächlich ausgetauschte Wärme zu derjenigen Wärme, die durch einen Massenfluß mit der angenommenen Geschwindigkeit von 2000 m/s an das Röhrchen herangetragen wird, ist etwa 0,05.

Es darf daher vermutet werden, daß dieses Verhältnis größere Werte erreichen kann. Andererseits ist bekannt, daß bestimmte Katalysatoren die Gleichgewichtseinstellung verhindern können, so daß sich also auch der Wärmeaustausch mit der Wand verkleinern läßt, was für die meisten technischen Probleme interessant sein dürfte.

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Wärmetechnischen Institut der Technischen Hochschule Braunschweig. Für die Unterstützung

dieser Arbeit danken wir dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft, dem Niedersächsischen Kultusministerium und der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

5. Literaturverzeichnis

- [1] *Eckert, E. R. G.*: Transp. Amer. Soc. Mech. Eng., Bd. 78 (1956), S. 1273/1283.
- [2] *Fay, J. A.* und *F. R. Riddel*: Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 25 (1958), S. 73/85.
- [3] *Rose, P. H.* und *W. J. Stark*: Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 25 (1958), S. 86/97.
- [4] *Sänger, E.*: Astronautica Acta, Vol. V (1959), S. 266/286.
- [5] *Bonin, J. H.* und *W. P. Manos*: General Electric Company, TM-57-26.
- [6] *Müller, G.*: Z. f. Physik, Bd. 151 (1958), S. 460/482.
- [7] *Sperling, J.*: Z. f. Physik, Bd. 128 (1950), S. 269/278.
- [8] *Höcker, K. H.*: Z. Naturforschung, Bd. 1 (1946).
- [9] *ter Horst, D. Th. J.* und *C. Krysmann*: Physica, Bd. 1 (1934), S. 114/118.
- [10] *Lochte-Holtgreven, W.* und *H. Maecker*: Z. f. Physik, Bd. 105 (1937), S. 1/15.
- [11] *Maecker, H.*: Z. f. Physik, Bd. 136 (1953), S. 119/136.
- [12] *Hagenah, W.*: Z. f. Physik, Bd. 128 (1950), S. 279/288.
- [13] Hütte I, 28. Aufl., Berlin 1955, S. 499.
- [14] *Burhorn, F., H. Maecker* und *T. Peters*: Z. f. Physik, Bd. 131 (1951), S. 28/40.
- [15] *Jürgens, G.*: Z. f. Physik, Bd. 134 (1953), S. 21/41.
- [16] *Finkelburg, W.* und *H. Maecker*: in Hb. d. Physik, Bd. XXII, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1956, S. 374.
- [17] *Maecker, H.*: Z. f. Physik, Bd. 141, (1955), S. 198/216.
- [18] *Lochte-Holtgreven, W.*: Über die Holtsmarksche Theorie und die Verbreiterung der Balmer-Linien in „Probleme des Plasmas in Physik und Astronomie“, Berlin, 1958, S. 156.
- [19] *Bogen, P.*: Z. f. Physik, Bd. 149 (1957), S. 62/72.
- [20] *Ornstein, L. S., W. J. H. Moll* und *H. C. Burger*: Objektive Spektralphotometrie, Braunschweig, 1932, S. 87.
- [21] *Maecker, H.*: Diskussionsbemerkung, Intern. Gasentladungstagung Uppsala 1959.
- [22] DIN 51 849: 4.56.
- [23] *Wieneke, R.*: Z. f. Physik, Bd. 143 (1955), S. 128/140.
- [24] *Deissler, R. G.*: ASME, Vol. 78 (1955), S. 1221/1233.
- [25] *Gröber-Erk-Grigull*: Wärmeübertragung, 3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955, S. 336.
- [26] *Mc Adams, W. H.*: Heat Transmission, 3. Aufl. New York, Toronto, London, 1954, S. 393.
- [27] *Knoche, K. F.* und *K. K. Neumann*: Unveröffentlichte Rechenwerte.